01; 04

ОДНОМЕРНАЯ АНАЛИТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПЕРЕХОДА ОТ ТАУНСЕНДОВСКОГО РАЗРЯДА К ТЛЕЮЩЕМУ ПРИ ВЫСОКОМ ДАВЛЕНИИ

В. И. Колобов, Л. Д. Цендин

Построена одномерная аналитическая модель перехода от таунсендовского разряда к тлеющему при высоком давлении. Задача сводится к анализу системы уравнений переноса частиц и уравнения Пуассона. Оценено влияние электронной диффузии и нелокальности ионизации на продольную структуру разряда. Когда диффузионный поток электронов мал по сравнению с дрейфовым, т. е. характерные масштабы велики по сравнению с длиной релаксации медленных электронов по энергии, то обратных полей в катодной области не возникает. В зависимости от направления скорости амбиполярного дрейфа протяженная область неоднородной квазинейтральной плазмы может быть расположена у разных электродов.

Поле объемных зарядов приводит к разделению разряда на квазинейтральную плазму и приэлектродные слои. При достаточной длине промежутка формируется также положительный столб — область пространственно однородной плазмы. Представляет интерес проследить, как формируется такой резко неоднородный профиль и какие процессы доминируют в разных областях. Наиболее прост случай разряда высокого давления при небольших токах, когда характерные пространственные масштабы велики, что дает возможность пренебречь диффузионными потоками по сравнению с дрейфовыми и считать ионизацию связанной с локальным значением поля.

Задача сводится к анализу системы уравнений переноса частиц и уравнения Пуассона. В одномерной постановке такая задача решалась численно в работе [1], в двумерной постановке — в работах [2, 3]. Попытка получить аналитическое решение одномерной задачи при степенной зависимости ионизации от поля была предпринята в [4]. Однако в работах [1–4] не учитывалась зависимость подвижностей $b_\pm$ от поля, а в работах [1, 4] также и потери заряженных частиц. Поэтому в [1, 4] не был получен положительный столб $E=E_c$, где ионизация уравновешена потерями. Во всех этих работах получен монотонный спад поля от катода. Это не согласуется с наблюдающимся профилем поля с минимумом, соответствующим фарадееву темному пространству. Анализ системы с учетом зависимости $b_-(E)$ и рекомбинации был выполнен в [5]. Для того чтобы достичь согласия с экспериментом, авторам пришлось положить условие $E\approx 0$ на границе между катодным слоем и плазмой. В [6] было указано, что причиной образования области слабого поля является наличие нелокальной ионизации. Такая область была получена в кинетических численных расчетах [7]. Данная работа посвящена аналитическому исследованию одномерной задачи с учетом указанных факторов. Показано, что без учета зависимостей $b_\pm(E)$ неоднородная плазма, т. е. область, в которой профиль поля определяется не уравнением Пуассона, а условием квазинейтральности $n_-=n_+$, строго говоря, вообще не образуется. Учет же зависимостей $b_\pm(E)$ (при не очень больших полях наиболее существенна зависимость $b_-(E)$) и потерь заряженных частиц приводит к тому, что с ростом тока j или длины разрядного промежутка L формируется квазинейтральная плазменная область. При определенных параметрах разряда приэлектродные слои могут непосредственно переходить в однородный положительный столб плазмы, в котором ионизация в каждом месте уравновешена рекомбинацией. Возможна также ситуация, когда сначала с катодной или анодной стороны (в зависимости от вида $b_-(E)$) формируется протяженная неоднородная плазменная область и лишь при достаточно больших j, L возникает положительный столб. Напряженность поля при этом монотонно спадает от электродов до E_c, так что эта неоднородная область (в отличие от обычно наблюдаемого фарадеева темного пространства) должна быть светлее, чем столб. Модельный учет нелокальности ионизации позволяет получить профили, соответствующие отрицательному свечению и фарадееву темному пространству.

Исходная система содержит уравнение переноса электронов, условие сохранения полного тока и уравнение Пуассона

$$\frac{dI_-}{dx} = -\alpha(E) I_- + \beta' I_-, \tag{1}$$

$$I_0 = I_+ + I_-, \quad I_\pm = b_\pm n_\pm E, \quad b_\pm = b_\pm(E), \tag{2}$$

$$\frac{dE}{dx} = 4\pi e (n_+ - n_-). \tag{3}$$

Граничные условия возьмем в стандартном виде

$$I_+(0) = 0, \quad I_-(L) = \gamma I_+(L), \quad \gamma \ll 1. \tag{4}$$

Примем для $\alpha(E)$ обычную аппроксимацию

$$\alpha = Ap \exp(-Bp/E). \tag{5}$$

Как правило вдали от катода $E \ll Bp$, так что зависимость $\alpha(E)$ является весьма сильной. Рекомбинация же сравнительно слабо зависит от параметров, причем существенна она лишь в положительном столбе и в непосредственно к нему примыкающей области плазмы. Поэтому запишем ее в модельном виде

$$\beta' I_- = n/\tau = \begin{cases} \beta n^2 & \text{при } n > n_{\text{кр}}, \\ Dn/\Lambda^2 & \text{при } n < n_{\text{кр}}, \end{cases} \quad \beta n_{\text{кр}} = D/\Lambda^2, \tag{6}$$

где D — коэффициент амбиполярной диффузии, Λ — характерный поперечный масштаб, β — коэффициент объемной рекомбинации, $n=n_+=n_-$. Тогда, интегрируя (1) с использованием граничного условия (4) на аноде, получим

$$I_-(x) = I_0 \exp\left(-\int_0^x (\alpha - \beta')\, dx'\right) \tag{7}$$

$$I_+(x) = I_0 \left(1 - \exp\left(-\int_0^x (\alpha - \beta')\, dx'\right)\right). \tag{8}$$

Используя (2) и граничное условие (4) на катоде, получим

$$\exp \int_0^L (\alpha' - \beta')\, dx' = 1 + 1/\gamma. \tag{9}$$

Условие (9) позволяет определить минимальную длину, пробиваемую при заданном давлении бесконечно большим полем [8],

$$ApL > \ln(1 + 1/\gamma). \tag{10}$$

Граница соответствует прямой *1* на рис. 1.

В разрядном промежутке существуют две характерные точки (рис. 2). В точке x_1 электронный ток равен ионному, в точке x_c (из-за различия подвижностей $x_c < x_1$) $n_+ = n_-$ и $E'(x_c) = 0$. Значение $E_c = E(x_c)$ определяется решением полной задачи (см. (24), (27), (30)).

Подставив потоки I_+, I_- из (7), (8) в уравнение Пуассона (3), получим [9]

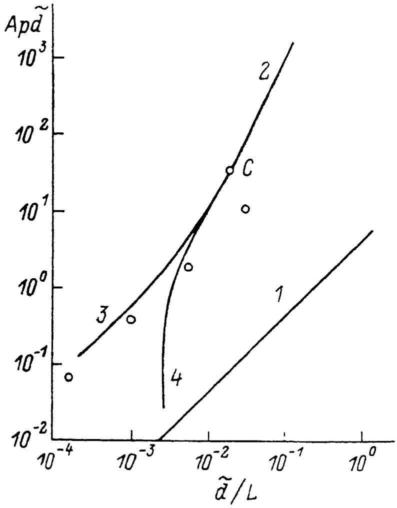
$$\frac{b_+}{8\pi j}\frac{dE^2}{dx} = 1 - \left(1 + \frac{b_+}{b_-}\right)\exp\left(-\int\limits_0^x (\alpha - \beta')\,dx'\right). \tag{11}$$

Используя (9), (11), получим граничные условия для поля на электродах при $b_+/b_- \ll 1$

$$\left.\frac{b_+}{8\pi j}\frac{dE^2}{dx}\right|_0 = -\frac{b_+}{b_-}, \tag{12}$$

$$\left.\frac{b_+}{8\pi j}\frac{dE^2}{dx}\right|_L = 1 - \gamma. \tag{13}$$

Зависимость $b_+(E)$ становится существенна при гораздо бóльших полях, чем $b_-(E)$. Поэтому учет ее необходим лишь вблизи катода, где поле сильное,



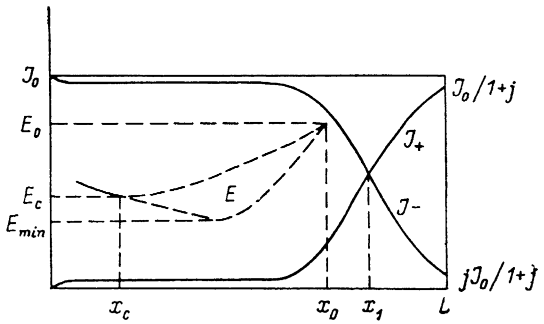


Рис. 1. Классификация типов разряда для значений параметров [1].

$\gamma=0.02$, $\varepsilon=10^{-6}$, $L=1$ см, $p=10$ Тор, $b_+/b_-=4.6\cdot10^{-2}$, $|\Psi_0|\sim1$, $\alpha=Ap\exp(-D\sqrt{p/E})$, $A=31.5$ (см·Тор)$^{-1}$, $D=27\sqrt{(В/см\cdot Тор)}$. Точки — расчеты [1] при плотностях тока $j=5.62$, 1.78, 0.56, $0.178\cdot10^{-4}$ А/см^2; $ApL=315$.

Рис. 2. Характерные точки в разрядном промежутке.

а электронов практически нет. Считая $b_+ \doteq \text{const}$, логарифмируя и дифференцируя (11), подставив (6), получим для безразмерного квадрата поля $\mathcal{E} \doteq (E/Bp)^2$

$$\frac{\mathcal{E}''}{1-\mathcal{E}'} = A p d\left\{\exp\left(-1/\sqrt{\mathcal{E}}\right) - \varepsilon - \frac{b_+}{b_-^{(0)}}\frac{1}{Apd}\frac{d}{d\tilde{x}}\left(\frac{b_-^{(0)}}{b_-}\right)\right\}, \tag{14}$$

где безразмерная координата $\tilde{x}=x/d$ определяется в единицах пуассоновой длины $d \doteq b_+(Bp)^2/(8\pi j)$; $\varepsilon \doteq \beta'/Ap \ll 1$; $b_-^{(0)} \doteq b_-(E_c)$.

Граничные условия (12), (13) имеют вид

$$\mathcal{E}'(0) = -b_+/b_-, \quad \mathcal{E}'(\tilde{L}) = 1 - \gamma. \tag{15}$$

Рассмотрим решение (14) вблизи $\mathcal{E} = \mathcal{E}_c = (E_c/Bp)^2$, где $\mathcal{E}' \ll 1$ ($\mathcal{E}' \sim 1$ вблизи катода, при $x \geqslant x_1$) (рис. 2). Вводя $z = \mathcal{E}/\mathcal{E}_c - 1$ и $y = x\,(Ap\exp(-2a)/\tilde{d})^{1/2}$: $\tilde{d} = \mathcal{E}_c d$; $a = \left(2\sqrt{\mathcal{E}_c}\right)^{-1} \gg 1$ и линеаризуя показатель экспоненты в (14) вблизи $\mathcal{E} \approx \mathcal{E}_c$, получим

$$\frac{d^2z}{dy^2} = e^{az} - \varepsilon e^{2a} - \Theta\Psi(z)\,z', \tag{16}$$

где

$$\Theta=(A p\tilde{d}\exp(-2a))^{-1}b_{+}/b_{-}^{(0)},\quad \Psi(z)=\frac{d}{dz}\left(\frac{b_{-}^{(0)}}{b_{-}}\right),$$

$$\left.\frac{dz}{dy}\right|_{0}=-\Theta. \tag{17}$$

При малых j, L, когда разряд близок к таунсендовскому ($E\approx$const), такая аппроксимация ионизации применима всюду. При больших j, L она неприменима в малой области сильного поля у катода. Члены в правой части (16) соответствуют ионизации, рекомбинации и зависимости $b_{-}(E)$. Уравнение (16) описывает координату z частицы, движущейся с трением в потенциале

$$U(z)=\frac{1}{a}(e^{az}-1)-\varepsilon e^{2a}z. \tag{18}$$

При условии

$$(\Psi_0\Theta)^2<2a, \tag{19}$$

где $\Psi_0=\Psi$ $(z=0)$, трение мало во всем промежутке и условие сохранения полной энергии дает

$$z'=\pm\sqrt{2U(z)}. \tag{20}$$

Случай $\varepsilon\exp(2a)\ll 1$ [соответствует] коротким промежуткам и слабым токам, когда поле всюду велико, рекомбинация несущественна и однородный положительный столб отсутствует. Решение (20) с граничным условием (17) дает распределение поля

$$e^{az}-1=\operatorname{tg}^2\left(\sqrt{\frac{a}{2}}\,(y-y_c)\right), \tag{21}$$

симметричное относительно точки $y_c=\sqrt{2/a}\operatorname{arctg}\sqrt{a/2}\,\Theta$. Профиль (21) тянется, вообще говоря, вплоть до анода.

Отношение члена с трением к $dU(z)/dz$ в (16) становится равным единице при $z=z_0$, определяемым уравнением

$$\xi^2-\frac{2(\Psi_0\Theta)^2}{a}(\xi-1)=0, \tag{22}$$

где $\xi=\exp(az_0)$.

В случае, обратном (19), уравнение (22) имеет два положительных корня. Между ними трение превышает $dU(z)/dz$ и решение (21) неприменимо. При $(\Psi_0\Theta)^2\gg 2a$ границы этой области соответствуют $z_1=(1/a)\ln(2(\Psi_0\Theta)^2/a)\gg$ $\gg z_2=1/2(\Psi_0\Theta)^2$. Обычно $b_{-}(E)$ падает с ростом поля. При этом $\Psi_0>0$ и от z_1 до z_2 по катодную сторону от y_c расположена область квазинейтральной плазмы. Распределение поля в ней при $\Theta<\sqrt{a}\exp(2/a)$, когда $z_1\ll 1$ и $\Psi(z)\approx\Psi_0$, определяется уравнением

$$e^{az}-\varepsilon e^{2a}=\Theta\Psi_0 z'. \tag{23}$$

В прикатодном слое поле монотонно растет; $z>z_1$. Точка $z=0$ находится в прианодном слое, так что профиль поля здесь немонотонен. Характерная длина плазменной области $\Psi_0\Theta/a$ значительно превышает длину прианодного слоя $(\Theta\Psi_0)^{-1}$ (если $\ln 1/\gamma$ не очень велик, то толщина прикатодного слоя того же порядка). В отличие от обычного фарадеева пространства напряженность поля в плазме монотонно спадает от катода.

При $\Psi_0<0$ минимум поля достигается в катодном слое, а неоднородная плазменная область расположена по анодную сторону от y_c. Такая ситуация может реализоваться, например, в CO_2, в котором в интервале $E/p=2-7$ В/см·Тор электронная подвижность растет с ростом поля, а также в разряде с прокачкой газа от анода.

В достаточно длинном промежутке (левее кривых *2*, *3* на рис. 1) существует однородный положительный столб, в котором ионизация уравновешена потерями и

$$\mathcal{E}=\mathcal{E}_c=(\ln\varepsilon)^{-2}. \tag{24}$$

При $az \ll 1$ решение (16) с потенциалом (18) есть $z \sim \exp(\lambda y)$, где λ удовлетворяет уравнению

$$\lambda^2+\Theta\,|\Psi_0|\,\lambda-a=0.$$

Если $\Theta\,|\Psi_0|\gg\sqrt{a}$, то его корни соответствуют неоднородной плазменной области с масштабом $\lambda_1=\Theta\,|\Psi_0|/a$ и анодному слою с масштабом $\lambda_2=-(\Theta\,|\Psi_0|)^{-1}$. При $\Theta\,|\Psi_0|\ll\sqrt{a}$ плазменная область отсутствует и столб непосредственно переходит в приэлектродные слои с масштабом $\lambda_{1,2}=\pm1/\sqrt{a}$. Равенство $\Theta\,|\Psi_0|=\sqrt{a}$ соответствует точке C на рис. 1

$$Ap\tilde{d}=\frac{1}{\varepsilon\,|\ln\varepsilon|}\left(\frac{b_+}{b_-}\Psi_0\right)^2,\quad \frac{\tilde{d}}{L}=\frac{b_+}{b_-}\,|\Psi_0|.$$

С уменьшением L уменьшается длина положительного столба. Он исчезает, когда L равно длине неоднородной плазменной области (при $\Theta\,|\Psi_0|\gg\sqrt{a}$) (рис. 1, кривая *3*) или сумме длин приэлектродных слоев (при $\Theta\,|\Psi_0|\ll\sqrt{a}$) (кривая *2*). При $\Theta\,|\Psi_0|\gg\sqrt{a}$ это условие дает

$$ApL=\frac{b_+}{b_-}\,\frac{|\Psi_0|}{\varepsilon\,|\ln\varepsilon|}. \tag{25}$$

Когда L становится равным толщине приэлектродных слоев, исчезает неоднородная плазменная область (рис. 1, кривая *4*). Чтобы найти кривую *4*, учтем, что справа от нее плазменная область отсутствует. В пренебрежении трением уравнение (14) сводится к двум последовательным квадратурам. Обозначив $1-\mathcal{E}'=Y$, получим из (14) с учетом $Y(\mathcal{E}_c)=1$

$$Y-1-\ln Y=Apd\int\limits_{\mathcal{E}_c}^{\mathcal{E}}d\mathcal{E}'\exp\left(-1/\sqrt{\mathcal{E}'}\right). \tag{26}$$

Считая, что функция $\mathcal{E}(\ln Y)$ определена согласно (26), и интегрируя (14) с граничными условиями (15), получим неявную зависимость $\mathcal{E}_c(L)$

$$\int\limits_0^{|\ln\gamma|}d\zeta\exp\left(-1/\sqrt{\mathcal{E}(\zeta)}\right)Ap\,(L-x_0), \tag{27}$$

где x_c удовлетворяет уравнению

$$Apx_c=\int\limits_0^{b_+/b_-}d\zeta\exp\left(-1/\sqrt{\mathcal{E}(\zeta)}\right). \tag{28}$$

Интегралы (27), (28) определяются значениями подынтегральной функции при $\mathcal{E}(\zeta=0)=\mathcal{E}_c$. Выразив при $\mathcal{E}\approx\mathcal{E}_c$ функцию $\mathcal{E}(\zeta)$ из (26) и подставив в (27), получим, что при

$$\Theta^2\gg\left(\frac{b_+}{b_-}\right)^2\frac{1}{a^3} \tag{29}$$

интеграл (27) не зависит от верхнего предела и

$$\frac{L}{d}=\frac{\pi}{\sqrt{2a}}\,\frac{b_-}{b_+}\,\Theta. \tag{30}$$

Так как величины a, Θ зависят от $\mathcal{E}_c$, соотношение (30) определяет $\mathcal{E}_c(L)$. Заметив, что при условии (19) неравенство (29) выполнено, получим, используя (29), (30), форму кривой *4*

$$\frac{d}{L}=\frac{|\Psi_0|}{2\pi}\frac{b_+}{b_-}. \tag{31}$$

Кривая *2* соответствует равенству $\tilde{L}=1/\sqrt{a}$, причем $\mathcal{E}_c$ дается формулой (24)

$$Ap\tilde{d}=\frac{1}{\varepsilon\,|\ln\varepsilon|}\left(\frac{d}{L}\right)^2. \tag{32}$$

Полученные выражения дают возможность построить профили параметров плазмы в разных областях разряда. Левее кривых *2*, *3* на рис. 1 в разрядном промежутке можно выделить приэлектродные слои и область квазинейтральной плазмы. Если, как это обычно бывает, $a \gg 1$, то вольт-амперные характеристики слоев являются падающими. Причина состоит в том, что в слоях должна происходить интенсивная ионизация, обеспечивающая генерацию потоков частиц. У анода должен возникнуть ионный поток I_+, обеспечивающий создание плазмы; у катода при $\gamma \ll 1$ ток должен трансформироваться из электронного в ионный. С ростом тока напряженность поля меняется слабо (так как при $a \gg 1$ ионизация экспоненциально зависит от поля), а толщина слоя уменьшается.

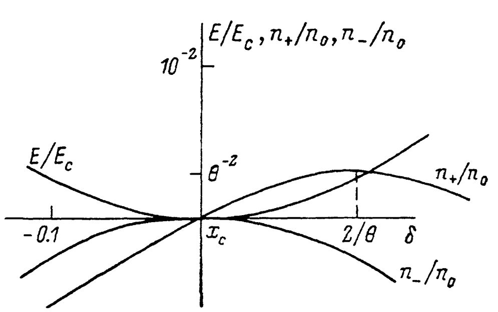


Рис. 3. Профили концентрации ионов (36), электронов (37) и поля (21) вблизи точки x_c.

$E_c=40$ В/см, $n_0=3\cdot10^9$, $\Theta=19$. Максимум $n_-(\delta)$ сдвинут на величину $\delta=-(2b_+/b_-\Theta)=5\cdot10^{-4}$ к аноду.

Если $\Psi_0 < 0$, то ионизация и перепад потенциала в прианодном слое малы по сравнению с соответствующими значениями в области неоднородной плазмы. Так, в анодном слое на расстоянии $y < y_1=(\Theta\,|\,\Psi_0\,|)^{-1}$ трение несущественно и распределение поля из (20) есть

$$z(y)=\frac{2}{a}\ln\left(\frac{\sqrt{2/a}}{y+2/\Theta a}\right). \tag{33}$$

При $y > y_1$ справедливо плазменное уравнение (23), решение которого имеет вид

$$z(y)=-\frac{1}{a}\ln\left[1-\exp\left(-\frac{a}{2(\Psi_0\Theta)^2}-\frac{a}{|\Psi_0|\,\Theta}(y-y_1)\right)\right]. \tag{34}$$

ВАХ анодной области $V(j)=E_c/2\int\limits_0^\infty z\,dx$ можно получить, интегрируя (33), (34)

$$V(j)=\frac{E_c}{2a}(b_+E_c\tau)\frac{|\Psi_0|}{a}\left(\frac{\pi^2}{6}+\frac{a}{(\Theta\Psi_0)^2}\ln\frac{2\,|\Psi_0\Theta)^2}{a}\right). \tag{35}$$

Первое слагаемое в (35) от плазменной области, второе — от слоя. Практически все анодное падение напряжения сосредоточено в неоднородной плазме и лишь малая часть в слое объемного заряда.

При $\Psi_0 > 0$ перепад потенциала сосредоточен в слое, а поток I_+, соответствующий столбу, генерируется в малой области толщиной $\sim(\Theta a)^{-1}$.

При приближении к катоду возрастает напряженность поля и ионный поток I_+. Если ионизация в плазме мала, то I_+ растет здесь медленно и концентрация $n_+=I_+/(b_+E)$ может сперва уменьшаться. В области же сильного поля у катода ионизация велика и n_+ растет экспоненциально. Соответствующие профили $n_+(x)$, обладающие минимумом в прикатодной области, были получены в расчетах [1]. При $\varepsilon \exp(2a) \ll 1$ профили концентрации получаются из (7), (8), (21) и при $\delta = y - y_c \ll 1$ имеют вид

$$n_+(\delta)/n_0 = 1 + \delta/\Theta - \delta^2/4 + \frac{\delta^3}{\Theta}\left(\frac{a}{6} - \frac{1}{4}\right), \quad (36)$$

$$n_-(\delta)/n_0 = 1 - \frac{b_+\delta}{b_-\Theta} - \delta^2/4, \quad (37)$$

где $n_0 \approx I_0/(b_-E_c)$.

Концентрация электронов (37) имеет максимум слева от x_c при $\delta = -2b_+/(b_-\Theta)$ (рис. 3). При

$$\Theta^2 > 8(a - 3/2) \quad (38)$$

концентрация ионов (36) имеет максимум и минимум справа от x_c. В расчетах [1] условие (38) выполнено для значения тока $j = 5.62 \cdot 10^{-4}$ А/см^2. Ему соответствуют $\Theta = 19$, $a = 14$. При $\Theta \gg 1$ точка максимума $n_+(y)$, как видно из (36), соответствует $\delta = 2/\Theta \ll 1$. При меньших токах в случае, обратном (38), концентрация $n_+(y)$ монотонно возрастает в соответствии с расчетами [1].

На рис. 3 приведены профили параметров плазмы, вычисленные согласно (21), (36), (37). Тот факт, что в [1] максимумы n_+ и n_- совпадают, связан, по-видимому, с недостаточной точностью вычислений. При существовании положительного столба максимумы n_+ и n_- совпадают. Критерий наличия минимума $n_+(y)$ у катода имеет вид $2\Psi_0 < 1$ при $\Psi_0 > 0$ и $\Theta > 2a$ при $\Psi_0 < 0$.

Учет нелокальности ионизации позволяет получить профили, обладающие минимумом поля в прикатодной области $E_{\min} < E_c$. Эту область можно сопоставить фарадееву темному пространству. Рассмотрим область перехода от катодного слоя к положительному столбу, в которой полный ток практически совпадает с электронным. Учтем также электронную диффузию. При этом

$$I_- = b_-n_-E - D_-dn_-/dx = -j/e. \quad (39)$$

Если диффузионный поток (порядка $T_e n'/eEn$ от полевого) велик, то возможно обращение поля и необходим кинетический расчет. Поэтому будем считать диффузию малой и перепишем (39) в виде

$$n_- = -\frac{j}{eb_-E}\left(1 + \frac{T_e}{eE^2}(1 + \hat{b}_-)\, dE/dx\right). \quad (40)$$

Подставив (40) в уравнение Пуассона и дифференцируя, вместо (14) получим

$$\frac{d}{dx}\left(\frac{b_+E}{4\pi j} - \frac{b_+}{b_-}\frac{T_e}{eE^2}(1 + \hat{b}_-)\right)\frac{dE}{dx} = \alpha - \beta' - \frac{d}{dx}\left(\frac{b_+}{b_-}\right). \quad (41)$$

Заменой $\mathscr{E} = \int^{E} E dE\,(1 - (T_e/eE)(4\pi j/b_-E^2)(1 + \hat{b}_-))$ уравнение (41), как и (14), сводится к уравнению движения частицы в потенциальном поле с трением, так что учет диффузии не меняет качественно характер профиля. Для модельного описания нелокальности ионизации положим, что при $E < E_0$, $x < x_0$ ионизация есть $\alpha = \alpha_1(E) + \alpha_0 e^{\lambda(x - x_0)}$, где $\alpha_1(E_0) = \alpha_0$, $E(x_0) = E_0 > E_c$. При этом в области слабого поля $E < E_0$ на частицу действует тормозящая сила, зависящая от времени. В достаточно длинном разрядном промежутке постоянная интегрирования $dE/dx\,|_{x=x_0}$ определяется условием $E(x \to -\infty) = E_c$. Если λ велико, то (как и в отсутствие нелокальности) поле монотонно уменьшается от E_0 до E_c и фарадеево темное пространство отсутствует. Если же нелокальность существенна, то поле от E_0 уменьшается до значения $E_{\min} < E_c$, а затем (если $\hat{b}_- < 0$) с характерным масштабом $1/\beta'$ возрастает до E_c. Таким образом, граничное условие $E = 0$ [5] соответствует $E_{\min} \ll E_c$.

Список литературы

[1] *Ward A. L.* // Phys. Rev. 1958. Vol. 112. N 6. P. 1852—1857.
[2] *Гладуш Г. Г., Самохин А. А.* // ПМТФ. 1981. № 5. С. 15—23.

[3] *Райзер Ю. П., Суржиков С. Т.* // Письма ЖТФ. 1987. Т. 13. Вып. 8. С. 452—456. ТВТ. 1988. Т. 26. № 3. С. 428—435.
[4] *Lucas J.* // Int. Journ. Electr. 1961. Vol. 11. N 4. P. 281—287.
[5] *Акишев Ю. С., Высикайло Ф. И., Напартович А. П., Пономаренко В. В.* // ТВТ. 1980. Т. 18. № 2. С. 266—272.
[6] *Райзер Ю. П.* // ТВТ. 1986. Т. 24. № 5. С. 984—994.
[7] *Швейгерт В. А., Швейгерт И. В.* // Физика плазмы. 1988. Т. 14. № 3. С. 347—352. ПМТФ. 1988. № 4. С. 16—23. ТВТ. 1989. Т. 27. № 1. С. 23—29.
[8] *Райзер Ю. П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 590 с.
[9] *Varney R., White H. J., Loeb L. B.* et al. // Phys. Rev. 1935. Vol. 48. P. 818—822.

Ленинградский политехнический
институт имени М. И. Калинина

Поступило в Редакцию
4 октября 1988 г.